Untersuchung eines Li-Cr-Ferrits mit Hilfe des Mößbauer-Effekts

(Auszug)

Inaugural-Dissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Gerhard Ritter
aus Roßbach

Springer-Verlag
Berlin-Göttingen-Heidelberg

~~1966~~
1965

1966 № 4

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 24. November 1965

Dekan: Universitätsprofessor Dr. E. Wirth

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. H. Wegener

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik 189, 23-32 (1966)

Zeitschrift für Physik 189, 23—32 (1966)

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Untersuchung eines Li-Cr-Ferrits mit Hilfe des Mößbauer-Effekts

GERHARD RITTER

Mit 8 Figuren im Text

(Eingegangen am 29. Juli 1965)

The hyperfine-structure spectra of the 14.4 keV γ-ray of the nucleus ^{57}Fe in the spinel type ferrite ($Li^{+}_{0.5}Fe^{3+}_{1.3}Cr^{3+}_{1.2}O^{2-}_{4}$) have been measured through the use of the Mößbauer effect. These measurements were performed on powder samples at different temperatures between 88 °K and 633 °K. For the Fe^{3+} ions at both the tetrahedral (A) and octahedral (B) sites at 88 °K the effective magnetic field H at the Fe nuclei is the same and equal to 504 ± 4 kG. The temperature dependence of H_A however is different from H_B. Application of an external magnetic field of 20 kG shows that the sign of H_A is positive and the sign of H_B is negative. As the temperature is increased a considerable broadening of the magnetic hfs-lines (and especially of the outer pair of lines) is observed. No theoretical discussion directly applicable to these measurements is as yet available. In the paramagnetic phase a well resolved doublet is obtained. It appears that this doublet must be interpreted as a quadrupole splitting.

Einleitung

Mit dem Mößbauer-Effekt kann man die Hyperfeinstruktur der 14,4 keV-γ-Linie des ^{57}Fe untersuchen und daraus u.a. die Größe des inneren Magnetfeldes am Ort der Fe-Ionen in einem Kristall bestimmen. Dadurch ist es möglich, die magnetischen Untergitter eines Ferrits direkt zu beobachten. Bisher sind nur wenige Arbeiten erschienen, in denen die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Hyperfeinstruktur bei Ferriten gemessen wird. Beispiele sind die Arbeiten von ZINN et al.[1] und von VAN LOEF et al.[2] über hexagonale Ferrite. Im folgenden wird über die Untersuchung eines Li-Cr-Ferrits mit der Mößbauer-Methode berichtet. Die Zusammensetzung dieses Ferrits ist ($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$)*. Es gehört zu einer Gruppe von Substanzen, die GORTER 1954 untersucht hat[3] und die allgemein die Form haben ($Li_{0,5}Fe_{2,5-\alpha}Cr_{\alpha}O_4$) mit $0 \leqq \alpha \leqq 2$. In diesen Ferriten ist das gesamte vorhandene Eisen dreiwertig. Der nächste Abschnitt enthält die Ergebnisse der Gorterschen Arbeit, soweit sie hier wichtig sind.

* Ich danke Herrn Prof. Dr. W. SCHULTZ, AEG Frankfurt, für die Überlassung der Probe.

[1] ZINN, W., S. HÜFNER, M. KALVIUS, P. KIENLE u. W. WIEDEMANN: Z. angew. Phys. **17**, 147 (1964).

[2] LOEF, I.I. VAN, and P.I.M. FRANSSEN: Phys. Letters **7**, 225 (1963).

[3] GORTER, E.W.: Philips Research Repts. **9**, 295 (1954).

($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$); Kristallstruktur und Anordnung der magnetischen Momente der Ferri-Ionen

Die Li-Cr-Ferrite kristallisieren im Spinell-Gitter. Die Elementarzelle dieses Gitters ist ein Würfel. Sie wird gebildet von 32 O^{2-}-Ionen in kubisch dichtester Packung und enthält 8 Formelmoleküle Ferrit (Fig. 1). Die Metallionen können bezüglich der Sauerstoffionen zwei Arten von Gitterplätzen einnehmen:

1. Sie können in der Mitte eines regulären Tetraeders sitzen, der von 4 O^{2-}-Ionen als nächsten Nachbarn gebildet wird. (*A*-Plätze.)

2. Sie können in der Mitte eines regulären Oktaeders aus 6 O^{2-}-Ionen sitzen. (*B*-Plätze.)

Pro Elementarzelle gibt es 64 *A*- und 32 *B*-Plätze, von denen nur 8 *A*- und 16 *B*-Plätze von Metallionen besetzt sind.

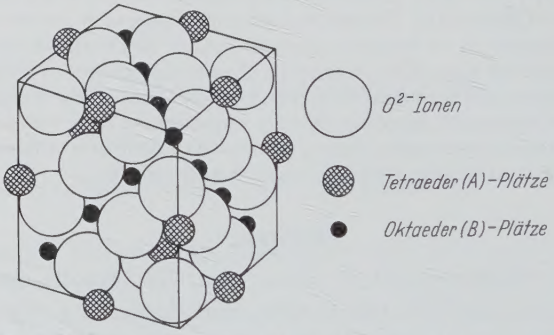

Fig. 1. Spinell-Struktur. (Aus CH. KITTEL, Introduction to Solid State Physics, J. Wiley & Sons, New York, 2nd ed. 1956)

Nach den Ergebnissen von GORTER erwartet man hier folgende Verteilung der Metallionen auf die Gitterplätze:

$$\underbrace{Fe^{3+}_{0,92}\,Li^{+}_{0,08}}_{\substack{\text{Tetraeder}\\(A)\text{-Plätze}}}\ \underbrace{[Li^{+}_{0,42}\,Fe^{3+}_{0,38}\,Cr^{3+}_{1,20}]}_{\text{Oktaeder }(B)\text{-Plätze}}\ O^{2-}_{4}.$$

Die ferrimagnetische Momentenordnung kommt durch eine „Superaustauschwechselwirkung" zwischen benachbarten Metallionen zustande, die durch die 2*p*-Elektronen des dazwischenliegenden Sauerstoffions vermittelt wird[3, 4]. Diese W.W. führt zu einer antiparallelen Ausrichtung der magnetischen Momente benachbarter Metallionen. GORTER hat untersucht, wie stark die in den Li-Cr-Ferriten möglichen Arten der Superaustausch-W.W. relativ zueinander sind. Er findet für das hier behandelte Beispiel: Bei 0 °K stehen in einem Weißschen Bezirk die

[4] ANDERSON, P.W.: Phys. Rev. **79**, 705 (1950).

Ionenmomente auf *A*- und *B*-Plätzen genau antiparallel. Das heißt zugleich, daß die magnetischen Momente der Ferri-Ionen innerhalb jedes Teilgitters alle parallel stehen. Die Summe der magnetischen Momente der Tetraeder- und Oktaeder-Teilgitter ergibt die makroskopisch gemessene Sättigungsmagnetisierung (Fig. 2). Dabei tragen am absoluten Nullpunkt die Fe^{3+}-Ionen etwa $5\mu_B$, die Cr^{3+}-Ionen etwa $3\mu_B$ zum Ferrimagnetismus bei (μ_B: Bohrsches Magneton). Experimentell findet GORTER eine Sättigungsmagnetisierung von $0{,}65\mu_B$ pro Formelmolekül ($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$) bei 0 °K. Dieser Ferrit besitzt einen Kompensationspunkt, bei dem die Magnetisierung ihr Vorzeichen ändert. Er liegt bei unserer Probe bei 341 °K, die Curietemperatur ist 503 °K.

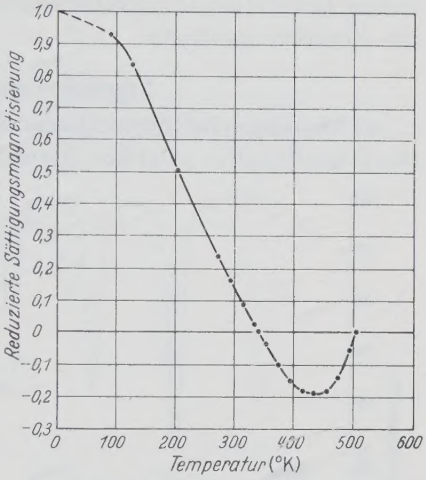

Fig. 2. Reduzierte Sättigungsmagnetisierung des ($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$) als Funktion der absoluten Temperatur T

Experimentelles

Die verwendete Apparatur ist in [5] ausführlich beschrieben. Sie arbeitet nach dem Verfahren, das RUBY et al. [6] zuerst angewandt haben. Die Quelle – ^{57}Co in rostfreiem Stahl – sitzt auf einem Lautsprecherantrieb und wird sinusförmig bewegt. Ein zweites Lautsprechersystem, das mit der Quelle starr gekoppelt ist, erzeugt ein Induktionssignal, dessen Höhe der Relativgeschwindigkeit zwischen Quelle und Absorber proportional ist. Die 14,4 keV-γ-Quanten des ^{57}Fe, die den Resonanzabsorber passieren, werden von einem Szintillationszähler registriert. Diese normierten Zählimpulse steuern das Gate eines 512-Kanal-Analysators. Die Nummer des Kanals, in den eingezählt wird, ist durch den Momentanwert des geschwindigkeitsproportionalen Induktionssignals festgelegt. Dadurch wird das gesamte HFS-Spektrum über einem linearen Geschwindigkeitsmaßstab gespeichert. Die Sinusbewegung liefert ein U-förmiges Geschwindigkeitsspektrum. Dessen Form läßt sich eliminieren, indem man gleichzeitig in eine Hälfte des Analysators ein Vergleichsspektrum mit nichtresonanter γ-Strahlung einzählt.

Die Resonanzabsorber waren polykristallin. Sie bestanden aus Ferritpulver, das gleichmäßig verteilt zwischen Al-Folien gepreßt oder mit

[5] RITTER, G.: Diss. Erlangen 1965.

[6] RUBY, S.L., L.M. EPSTEIN, and K.H. SUN: Rev. Sci. Instr. **31**, 580 (1960).

Araldit in dünne Scheiben gegossen wurde. Der Absorberdurchmesser betrug 18 mm, der Fe-Gehalt entsprach etwa dem einer 18 μ dicken Reineisenfolie. Die Absorber konnten bis 88 °K gekühlt und bis 670 °K erhitzt werden; die Temperatur wurde jeweils in der Mitte und am Rande des Absorbers gemessen.

Ergebnisse und Diskussion

a) Messungen bei Zimmertemperatur. Fig. 3 zeigt das HFS-Spektrum des ($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$) bei Zimmertemperatur und zum Vergleich ein

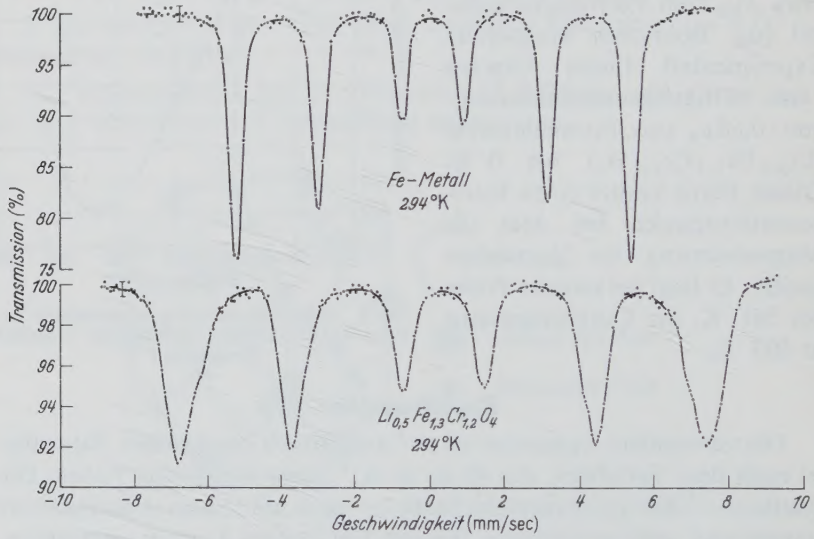

Fig. 3. Vergleich der Hyperfeinstrukturspektren des Li-Cr-Ferrits und einer 25μ dicken Reineisenfolie bei Zimmertemperatur. (Verschiedener Ordinatenmaßstab)

Spektrum, das mit einer 25 μ dicken Reineisenfolie unter denselben Bedingungen gemessen wurde. Beim Ferrit ist das innere Magnetfeld am Ort der Fe^{3+}-Ionen, das die HFS-Aufspaltung verursacht, etwa 450 kG bei 294 °K. Die inneren Magnetfelder für Fe^{3+}-Ionen auf Tetraeder(*A*)- bzw. Oktaeder(*B*)-Plätzen sind nur wenig voneinander verschieden. Lediglich die Innenflanken der Linien zeigen, daß eine Überlagerung von zwei Sechsliniensystemen mit verschiedenen Intensitäten vorliegt.

b) Bestimmung des Vorzeichens des inneren Magnetfeldes. Bei tiefer Temperatur stehen innerhalb eines Weißschen Bezirks die magnetischen Momente der Ferri-Ionen auf *A*- und *B*-Plätzen antiparallel. Man erwartet daher, daß das innere Magnetfeld für die Fe^{3+}-Ionen auf *A*- und *B*-Plätzen verschiedenes Vorzeichen hat. Um das zu zeigen, richtet man alle Ionenmomente in einem starken äußeren Magnetfeld aus und beobachtet die Verschiebung der HFS-Linien in diesem Feld. In Fig. 4 sind

die HFS-Spektren ohne äußeres Feld und in einem Feld von 20 kG gegenübergestellt. Die Absorbertemperatur war jeweils 88 °K. Das Spektrum ohne äußeres Feld zeigt, daß bei 88 °K das innere Magnetfeld am Ort aller vorhandenen Fe-Ionen denselben Wert von 504 ± 4 kG hat und daß das gesamte Eisen dreiwertig ist. Nach [3] ist die Zahl der Fe-Ionen auf *A*-Plätzen um den Faktor 2,4 größer als die der Fe-Ionen auf *B*-Plätzen. Die Komponente des HFS-Spektrums mit der höheren Intensität wird beim Anlegen des äußeren Feldes nach außen verschoben, d.h. das innere Magnetfeld für die Fe-Ionen auf Tetraeder-Plätzen steht parallel

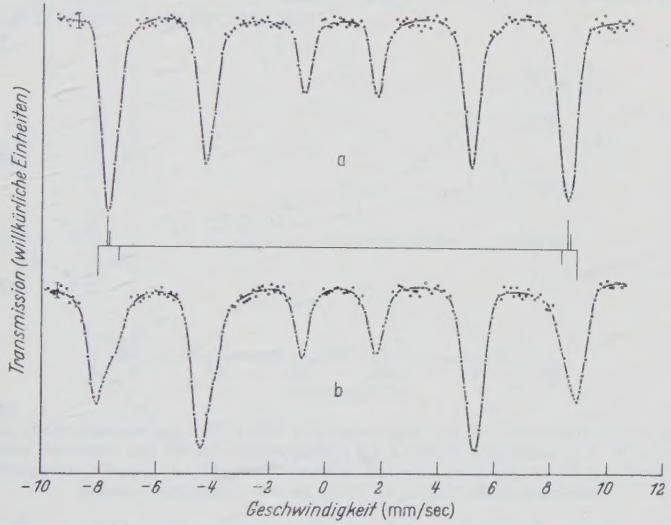

Fig. 4. Die Hyperfeinstrukturspektren des ($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$) bei 88 °K. a) ohne äußeres Magnetfeld; b) in einem äußeren Feld von 20 kG. Die Verschiebung der HFS-Linien durch das äußere Feld ist für das äußere Linienpaar eingezeichnet

zum äußeren Feld. Für die Fe-Ionen auf Oktaeder-Plätzen dagegen steht das innere Feld antiparallel zum äußeren Feld.

Es wurde versucht, die gemessene Linienform durch rechnerische Überlagerung von zwei Einzellinien mit dem Intensitätsverhältnis 2,4:1 anzunähern. Die Form der Einzellinien wurde dabei aus der Messung bei 88 °K ohne äußeres Feld entnommen. Man erhält gute Übereinstimmung mit der Messung, wenn die Einzellinien so liegen, wie es Fig. 4 am Beispiel des äußeren Linienpaares zeigt. Ihr Abstand entspricht dann gerade dem äußeren Feld von 20 kG $\pm$ einer Energieverschiebung (entsprechend etwa $+0{,}1$ mm/sec Dopplergeschwindigkeit) zwischen Tetraeder- und Oktaeder-Plätzen. Die Isomerieverschiebung gegen die Quelle in rostfreiem Stahl ist für die Tetraederplätze $+(0{,}43 \pm 0{,}05)$ mm/sec bei 88 °K.

c) Diskussion der Linienbreiten der HFS-Linien. Fig. 5 zeigt einige HFS-Spektren des Li-Cr-Ferrits bei verschiedenen Temperaturen unterhalb des Curiepunktes. Man erhält bei jeder Temperatur nur ein Sechslinienspektrum, d.h. die inneren Magnetfelder für *A*- und *B*-Plätze sind nur wenig voneinander verschieden. Die Spektren waren reproduzierbar, auch nachdem die Absorber längere Zeit über den Curiepunkt hinaus bis 670 °K erhitzt worden waren. Auffallend ist die starke Verbreiterung der Linien mit wachsender Temperatur. Sie ist in Fig. 6 noch einmal

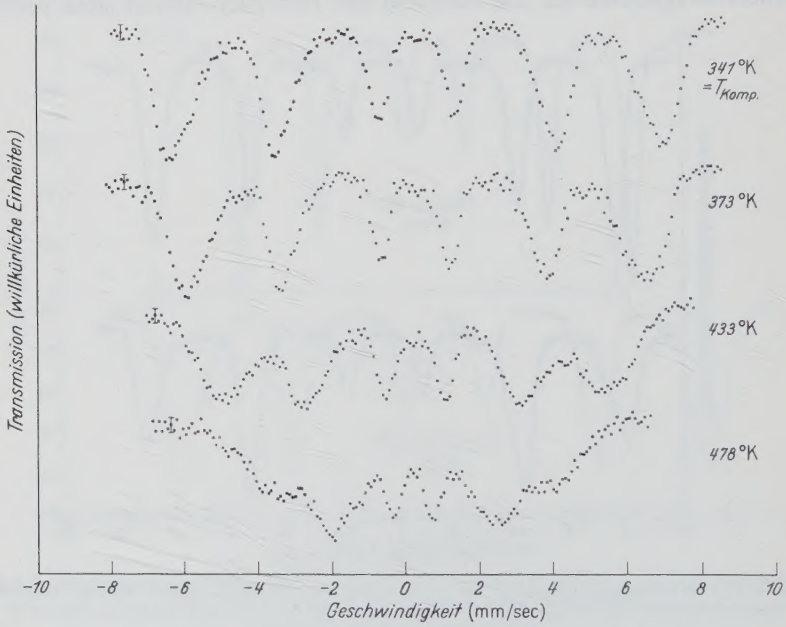

Fig. 5. Hyperfeinstrukturspektren des ($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$) bei verschiedenen Temperaturen unterhalb des Curiepunktes

quantitativ dargestellt. Wegen dieser Linienverbreiterung wurden die Temperaturschwankungen während der Messung untersucht. Dazu wurde die Temperatur in der Mitte und am Rande des Absorbers gemessen; die Abweichungen vom eingestellten Wert betrugen maximal ± 2 Grad. Wie die Röntgen-Strukturanalyse bei Raumtemperatur zeigt, ist die verwendete Ferrit-Probe ein reiner Spinell mit einheitlicher Gitterkonstante*. Aus Fig. 8 sieht man außerdem, daß die Absorber keine Anteile mit stark unterschiedlichen Curietemperaturen enthalten.

Nach den Meßergebnissen läßt sich nicht entscheiden, wodurch die starke Verbreiterung der HFS-Linien bei höherer Temperatur hervor-

* Herrn Priv.-Doz. Dr. W. LINDEMANN danke ich für die Durchführung der Röntgenanalysen.

gerufen wird. Im folgenden sollen daher zwei mögliche Ursachen für diesen Effekt diskutiert werden.

1. Die experimentell gefundene Abhängigkeit der Linienbreite von

$$\left(\mu_a \frac{m_a}{j_a} - \mu_g \frac{m_g}{j_g}\right)$$

(s. Fig. 6) läßt sich gut erklären, wenn man folgende Annahmen macht:

Die Verbreiterung der Linien wird durch örtliche Schwankungen des inneren Magnetfeldes H verursacht. Dabei ist die Häufigkeitsverteilung der H-Werte eine Gaußverteilung.

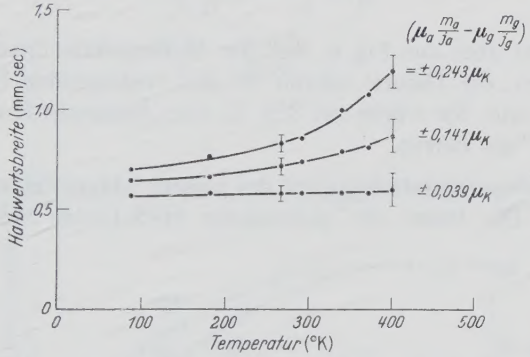

Fig. 6. Die Halbwertsbreite der HFS-Linien in Abhängigkeit von der Temperatur. μ und m, j sind die magnetischen Momente und die Spinquantenzahlen des Kerns im angeregten und im Grundzustand. (μ_K Kernmagneton.) Wegen der Linienverbreiterung läßt sich die Breite bei höherer Temperatur nur ungenau bestimmen. Das ist durch die Fehlerbalken angedeutet

Um die gemessene Breite der HFS-Linien zu erhalten, muß man z. B. bei 373 °K für diese Gaußverteilung eine volle Halbwertsbreite ΔH von etwa 60 kG annehmen.

Örtliche Schwankungen des inneren Magnetfeldes können auf folgende Weise entstehen: Das Untergitter A enthält hier zwei Arten von Metallionen (Li^+, Fe^{3+}), das Untergitter B enthält drei Arten von Metallionen (Li^+, Fe^{3+}, Cr^{3+}), von denen Fe^{3+} und Cr^{3+} zum Ferrimagnetismus beitragen. Bei der Röntgenanalyse treten keine „Superstruktur-Linien" auf. Man muß daher annehmen [3], daß die verschiedenen Metallionen innerhalb jedes Untergitters statistisch verteilt sind. Die Fe^{3+}-Ionen besitzen also verschiedene Mikroumgebungen, auch wenn sie bezüglich der Sauerstoffionen auf gleichwertigen Gitterplätzen – z. B. Tetraederplätzen – sitzen.

2. In einem magnetischen Material können zeitliche Schwankungen des Atomspins eine Schwankung des inneren Magnetfeldes am Kernort

hervorrufen. WEGENER[7] hat kürzlich die anomale Verbreiterung und Verschiebung von magnetischen HFS-Linien in einem zeitlich schwankenden Magnetfeld berechnet. Für die Rechnung werden folgende Annahmen gemacht:

Die Larmor-Präzession des Atomspins ist viel schneller als die Larmor-Präzession des Kerns.

Die Atomspin-Korrelationszeit τ_c ist nicht größer als die Präzessionszeit des Kerns.

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich eine Linienverbreiterung, die proportional zu

$$\left(\mu_a \frac{m_a}{j_a} - \mu_g \frac{m_g}{j_g}\right)^2$$

ist. Man sieht aber aus Fig. 6, daß die Meßresultate dieser Bedingung nicht genügen; die Theorie scheint für den vorliegenden Fall nicht anwendbar zu sein. Sie würde bei 373 °K eine Atomspin-Korrelationszeit $\tau_c = 2{,}1 \cdot 10^{-9}$ sec liefern.

d) Die Temperaturabhängigkeit des inneren Magnetfeldes am Ort der Fe^{3+}-Ionen. Die Form der gemessenen HFS-Linien läßt sich durch

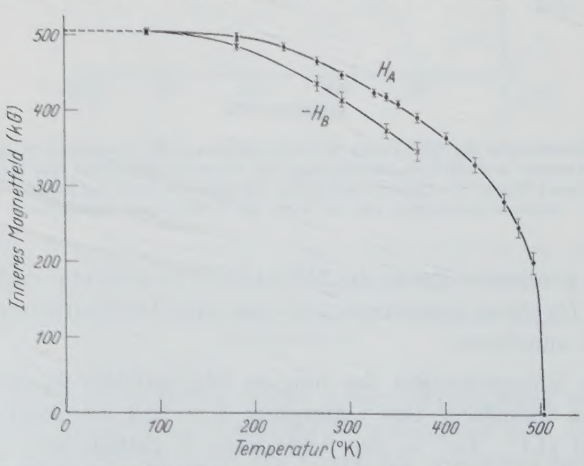

Fig. 7. Die Temperaturabhängigkeit der inneren Magnetfelder H_A und H_B am Ort der Fe^{3+}-Ionen auf Tetraeder- bzw. Oktaeder-Plätzen. Bei Temperaturen über 400 °K wird wegen der Linienverbreiterung die Bestimmung von H_B zu ungenau

rechnerische Überlagerung von zwei Einzellinien gut annähern, wenn das Intensitätsverhältnis der Einzellinien 2,4:1 ist. Das ist nach [3] das Verhältnis der Zahl der Fe^{3+}-Ionen auf Tetraeder- und Oktaeder-Plätzen. Dieses Verfahren ist hier ungenauer als in Abschnitt b), da man die Form der Einzellinien nur aus der Außenflanke der gemessenen Kurve ent-

[7] WEGENER, H.: Z. Physik **186**, 498 (1965).

nehmen kann. Diese Außenflanken werden aber durch die Überlagerung selbst etwas verändert. Aus der Rechnung erhält man die Lage der Einzellinien und daraus die Werte für die inneren Magnetfelder H_A und H_B, die in Fig. 7 gegen die Temperatur aufgetragen sind.

e) Das HFS-Spektrum oberhalb des Curiepunktes. Im paramagnetischen Zustand erhält man z. B. bei 513 °K zwei deutlich getrennte Maxima

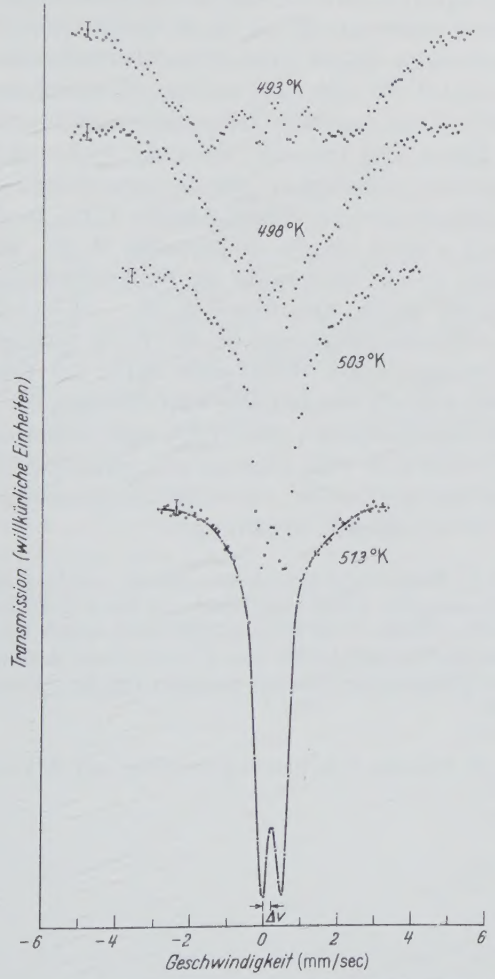

Fig. 8. Hyperfeinstrukturspektren des ($Li_{0,5}Fe_{1,3}Cr_{1,2}O_4$) in der Umgebung des Curiepunktes ($T_{Curie}=503$ °K)

von gleicher Höhe (Fig. 8). Ihr Abstand beträgt $0{,}53\pm0{,}02$ mm/sec, die Verschiebung des Schwerpunktes gegen die Quelle in rostfreiem Stahl ist $\Delta v=+(0{,}21\pm0{,}02)$ mm/sec. Das Spektrum ändert sich bei Erhöhung

der Temperatur nur sehr wenig (633 °K: Abstand der Maxima 0,50 mm/sec, Verschiebung +0,17 mm/sec). Die Form des gemessenen Spektrums läßt sich nicht durch Überlagerung von zwei Einzellinien mit dem Intensitätsverhältnis 2,4:1 erzeugen. Die beiden Maxima können also nicht dadurch entstehen, daß die Isomerieverschiebung für die Fe-Ionen auf Tetraeder- und Oktaederplätzen verschiedene Werte hat.

Das Dublett kann jedoch als Quadrupolaufspaltung gedeutet werden. Ob das Spektrum noch eine kleine, nicht durch Quadrupoleffekt aufgespaltene Komponente enthält, läßt sich nicht entscheiden. Fig. 4a zeigt, daß die Quadrupol-W.W. hier nicht zu einer Verschiebung der magnetischen HFS-Linien führt, wenn die Temperatur weit unterhalb des Curiepunktes liegt. Dieser Fall tritt ein, wenn die Richtung des Kernspins durch ein Magnetfeld festgelegt ist und der elektrische Feldgradient mit der Spinachse jeden beliebigen Winkel ϑ bilden kann. Ist die Quadrupol-W.W. wesentlich kleiner als die magnetische W.W., dann liefert die Störungsrechnung erster Ordnung für die Winkelabhängigkeit der Energieverschiebung ΔE durch Quadrupol-W.W.: $\Delta E \sim (3\cos^2\vartheta - 1)$. Die numerische Ausrechnung zeigt, daß bei 88 °K im vorliegenden Fall das Maximum der magnetischen HFS-Linien durch die Quadrupol-W.W. nicht verschoben wird. Es tritt nur eine Verbreiterung der Linien auf, die innerhalb der Meßgenauigkeit symmetrisch zum Linienmaximum ist.

Cox et al.[8] haben beim kubischen $LiFeO_2$ denselben Effekt gefunden. Die Autoren deuten das Dublett, das im paramagnetischen Zustand auftritt, ebenfalls als Quadrupolaufspaltung.

Herr Prof. Dr. H. WEGENER hat diese Arbeit angeregt und durch zahlreiche Diskussionen viel zum Fortgang der Arbeit beigetragen. Ich bin ihm dafür zu großem Dank verpflichtet. Meinen Kollegen V. BECKMANN, D. SEYBOTH und R. STOCK danke ich für ihre Hilfe bei den Rechnungen an der Zuse Z23 und beim Aufbau der Apparatur.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat einen Teil der verwendeten Geräte zur Verfügung gestellt.

---

[8] COX, D.E., G. SHIRANE, P.A. FLINN, S.L. RUBY, and W.J. TAKEI: Phys. Rev. **132**, 1547 (1963).

Lebenslauf

Ich wurde am 11.Januar 1932 in Roßbach,Kr.Asch (jetzt CSR) geboren und bin das einzige Kind des Lehrers Felix Ritter und seiner Ehefrau Liddy,geb.Großkopf.
Von 1938 bis 1942 habe ich die Volksschule in Voitersreuth, Kreis Eger,besucht und von 1942 bis 1945 die Oberschule in Eger.Nach der Aussiedlung aus dem Sudetenland bin ich 1946 in die Ohm-Oberrealschule in Erlangen eingetreten und habe dort im Juli 1952 die Reifeprüfung abgelegt.Danach habe ich von 1952 bis 1954 als Praktikant bei der Firma P.Gossen in Erlangen und beim Fernmeldebauamt der Bundespost in Nürnberg gearbeitet und erst 1954 mit dem Physikstudium an der Universität Erlangen begonnen.Dort habe ich am 24.7.1957 die Vordiplomprüfung abgelegt und im Institut von Prof.Dr.R.Fleischmann meine Diplomarbeit angefertigt.
Nach der Diplomhauptprüfung am 16.2.1961 habe ich im Auftrag des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen von Mai bis Juli 1961 am Physikalischen Institut in Uppsala gearbeitet.Von September 1961 bis Dezember 1962 war ich wissenschaftliche Hilfskraft und von Januar 1963 bis Mai 1963 wissenschaftlicher Mitarbeiter im Physikalischen Institut in Erlangen.Seit dem 1.6.1963 bin ich als Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten in der Abteilung II dieses Instituts beschäftigt.Während dieser Zeit habe ich die vorliegende Arbeit angefertigt.

Erlangen,den 24.September 1965